Über
ultraviolette Strahlung.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

philosophischen Fakultät der Landes-Universität Rostock

vorgelegt von

H. Waterstradt,
Coeslin (Pom.)

ACAD. LAND. HAT. BIBL.

Rostock
Carl Hinstorffs Buchdruckerei
1904.

Referent: Herr Professor Dr. Matthiessen.

Inhaltsverzeichnis.

Seite.

Einleitung. 5

Erster Teil.

Die optischen Erscheinungen der ultravioletten Strahlen: 7—30

- Lichtquelle 7
- Spektrum 11
- Dispersion 15
- Beobachtungsmethoden 19
- Absorption 23
- Photometrie 26

Zweiter Teil.

Die lichtelektrischen Erscheinungen der ultravioletten Strahlen: 31—52

- Hertz-Effekt 31
- Hallwachs-Effekt 35
- Unipolare Wirkung 37
- Einfluss der Oberfläche 38
- Wirkung auf Gase 41
- Abhängigkeit vom Potential 46
- Theorie der lichtelektrischen Erscheinungen 48

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552724_0043

Einleitung.

Im Jahre 1666 machte Isaac Newton seine Entdeckung über die Dispersion und die Farben, eine Entdeckung, die mit zu den glänzendsten und fruchtbarsten gehört, die je auf dem Gebiete der Naturerkenntnis gemacht worden sind. Der Undulationstheorie gemäss — der übrigens Newton sehr geneigt war und nur deshalb misstraute, weil sie die geradlinige Fortpflanzung des Lichtes zu seiner Zeit nicht erklären konnte — werden die verschiedenen Wellen elektromagnetischer Energie je nach ihrer Wellenlänge verschieden gebrochen. Die Strahlen, welche auf unser Auge wirken, also die eigentlichen Lichtstrahlen, liegen ungefähr zwischen den Grenzen $\lambda = 820\ \mu\mu$ und $380\ \mu\mu$. Sie bedeuten jedoch nur einen sehr geringen Teil des Gesamtspektrums, das sich sowohl jenseits des roten als auch des violetten Endes des sichtbaren Spektrums erstreckt. Weit über hundert Jahre seit der Newton'schen Entdeckung dauerte es noch, ehe diese Gebiete der Beobachtung zugänglich wurden. Für den ultravioletten Teil wäre das Jahr 1801 zu

nennen, in dem J. W. Ritter die schwärzende Wirkung des Ultravioletten auf Chlorsilber entdeckte. Th. Joung zeigte 1804 die Interferenz, indem er Newton'sche Ringe auf Chlorsilberpapier sichtbar machte. J. F. W. Herschel, E. Recquerel und Draper suchten darauf die Beobachtungsmethode zu verbessern. Aber alle diese Versuche waren noch tastend und erst seit der Entdeckung von G. G. Stokes im Jahre 1852 wurde die Untersuchung des ultravioletten Teils des Spektrums allgemeiner und systematisch betrieben. Abgesehen davon, dass die Erweiterung des Spektralbezirks über das Violett hinaus für die Optik selbst, z. B. für die experimentelle Prüfung der Dispersionsformeln, von grosser Bedeutung ist, abgesehen davon, dass sie, wie z. B. Kayser und Runge meinen, viel dazu beitragen kann, uns in der Spektralanalyse die molekulare und atomistische Struktur der Elemente zu verraten, sind ganz besonders die lichtelektrischen Wirkungen der ultravioletten Strahlung bemerkenswert. Wahrscheinlich bilden auch sie einige Bausteine zu einem neuen Pfeiler am Gewölbe der Maxwell'schen elektromagnetischen Lichttheorie.

Erster Teil.

Die optischen Erscheinungen der ultravioletten Strahlen.

Lichtquelle.

Wir wollen die ultraviolette Strahlung auf ihrer ganzen Strecke verfolgen, von ihrer Entstehung bis zu ihrer Vernichtung, gewissermassen von der Quelle bis zur Mündung, und wollen untersuchen, welche Wege zu den einzelnen Uferpunkten von den verschiedenen Erforschern dieses Gebietes geebnet worden sind.

Der gewaltigste Lichtquell für ultraviolettes Licht ist die Sonne. Da jedoch die ultravioletten Strahlen von 292,2 $\mu\mu$ abwärts von der Atmosphäre absorbiert werden, so kommt sie für Beobachtungen auf der Erdoberfläche als ultraviolette Lichtquelle minder in Betracht. In der grossen Abhandlung vom Jahre 1852 giebt G. G. Stokes[1] an, dass die kaum leuchtende Alkoholflamme stark ultraviolette Strahlen aussendet und dass die Wasserstoffflamme Strahlen

1) The change of refrangibility of light. Phil. Trans. 1852, II, p. 463—562.

von noch weit kürzerer Wellenlänge auszusenden scheint, eine Bemerkung, die V. Schumann[1] bestätigt, da er findet, dass die brechbarste aller von ihm gefundenen Linien dem Wasserstoff angehört. In derselben Abhandlung bemerkt Stokes auch schon und führt es besonders in einer zweiten Abhandlung vom Jahre 1862[2] aus, dass elektrische Funken und Lichtbogen sehr wirksam seien. 1858 fügt T. R. Robinson[3] das Nordlicht dieser Liste bei. Heinrich Hertz[4] giebt eine Reihe von ultravioletten Lichtquellen an, unter anderen auch das Magnesiumlicht, das später öfter angewendet wird, so besonders von Elster und Geitel und Hallwachs,[5] um bei dem Suchen nach einer Erklärung der lichtelektrischen Erscheinungen elektrostatische Kräfte, wie sie etwa beim elektrischen Lichtbogen und Funken in Betracht kämen, von vornherein auszuschliessen. Als sehr ergiebig und sehr bequem wird vor allem der elektrische Funke als Lichtquelle seit Hertz hauptsächlich verwendet. Hertz gibt an, dass kurze Funken zwischen Kugeln besonders wirksam sind, dass das Elektrodenmaterial gleichgültig und dass jeder Teil des „aktiven" Funkens wirksam ist, während Wiedemann und Ebert[6] finden, dass im Kohlebogen die positive Kohle die grösste hier in Betracht kommende Wirkung übt.

1) Wien. Ber. 102 [2a] p. 690, 1893.
2) Phil. Trans. 152 III, p. 599—619, 1862.
3) Phil. Mag. (4) 15, p. 326—327, 1858.
4) Wied. Ann. 31, p. 983, 1887.
5) Wied. Ann. 33, p. 301, 1888.
6) Wied. Ann. 33, p. 241, 1888.

Während im allgemeinen der elektrische Funke dem Kohlebogen an Intensität überlegen ist, kann dieser dadurch sehr wirksam gemacht werden, dass man nach Righi's Vorgang die Kohlen mit Metallseelen versieht. So finden Lenard und Wolf,[1] dass zur Erzielung eines bestimmten Hallwachs-Effektes

der gewöhnliche Kohlebogen $17\frac{s}{2}$
der Zink-Lichtbogen $2\frac{s}{3}$
das Funkenlicht $10\frac{s}{7}$ braucht.

Als Reihenfolge der wirksamen Metallseelen gibt Stoletow[2] an: Al, Zn, Pb und fügt hinzu: „Il est à remarquer que ce sont les métaux les plus positifs dans la série de Volta". Lenard:[3]

Al	Cd	Sn	Pb	Zn	Mg
50	36	27	20	18	12

wobei die Zahlen ihre relative Wirksamkeit angeben. Die Metallseelen sind jedoch für den Beobachter oft nachteilig. So entwickelt z. B. das Zinkbogenlicht Zinkoxydrauch, der schmerzhafte Augenentzündungen hervorruft. Daher wird das Funkenlicht meist bevorzugt, besonders auch deshalb, weil es die Augen nicht blendet und nahestehende Apparate nicht durch Strahlung erwärmt. Es ist unentbehrlich, wenn es sich darum handelt, spektralzerlegtes ultraviolettes Licht zu erhalten. F. Exner und Haschek,[4] die in neuerer Zeit besonders die ultravioletten Funkenspektren studieren, benutzen als Lichtquelle Funken,

---

1) Wied. Ann. 37, p. 443—456, 1889.
2) C. R. 1888, p. 1149.
3) Ann. d. Phys. (4) 1, p. 486, 1900.
4) Seit 1895 in Sitzungsberichten der Wiener Akademie.

die mittelst eines Transformators erzeugt werden, wodurch ihre Helligkeit viel grösser ist, als wenn man sich des Ruhmkorff bedient. Um eine gute Konstanz des Belichtungsfunkens während einer längeren Zeitdauer zu erhalten, hat H. Kreusler[1] einen zweckmässigen Apparat angegeben. Als Elektroden findet er sehr günstig eine Komposition aus gleichen Teilen Zn und Cd mit einem Zusatz von 5 % Sb, J. M. Eder[2] eine Legierung von Cd + Zn + Pb ev. mit Einbeziehung von Mg und Tl. Einen ruhigen und konstanten Lichtquell gibt auch Th. Wulf[3] an, indem er einen Apparat konstruiert, in welchem Schwefelkohlenstoff in Sauerstoff verbrennt. Eine eigentümliche Konstruktion liefert S. Leduc.[4] Er stellt einen Kondensator her, indem er die eine Fläche einer transparenten Celluloidplatte mit einer Aluminiumfolie versieht, die in der Mitte eine 3—4 cm grosse Durchbohrung hat, und gegenüber der Mitte dieser Durchbohrung auf der anderen Fläche der Celluloidplatte eine 2—4 cm grosse Metallkugel anbringt. Die Pole eines kräftigen Funkeninduktors werden mit den inneren Belegungen zweier Leydener Flaschen verbunden. Die äussere Belegung der einen Flasche wird an jene Kugel des Kondensators angeschlossen, die der anderen Flasche zur Erde abgeleitet. Die Durchbohrungsfläche der

1) Über den photoelectrischen Effect in der Nähe des Funkenpotentials und eine hierauf beruhende Methode zur Photometrie ultravioletten Lichtes. Berl. Diss. p. 9, 1901.

2) Wien. Anz. p. 264—265, 1892.

3) Ann. d. Phys. (4) 9, p. 946, 1902.

4) C. R. 132, p. 542—543, 1901.

Aluminiumfolie strahlt dann intensive kurze Wellen aus, die durch eine Quarzlinse konzentriert werden können.

Das ultraviolette Spektrum.

Die erste Methode, die ultravioletten Strahlen nachzuweisen, ist die chemische, photographische. Man nennt sie daher auch „aktinische" Strahlen. Doch ist man noch längere Zeit über die Beziehungen dieser Strahlen zu den sichtbaren Lichtstrahlen im Irrtum. Selbst J. W. Draper[1] hat trotz tüchtiger Arbeiten auf diesem Gebiete noch manche unrichtige Anschauung über die Natur dieser Strahlen. G. G. Stokes jedoch erkennt im Jahre 1852 schon, dass sie sich in optischer Beziehung genau so wie die sichtbaren Strahlen verhalten und dass sie sich lediglich durch ihre kleinere Wellenlänge von diesen unterscheiden. Mit Hilfe der von ihm entdeckten Fluorescenz findet er im Sonnenspektrum jenseits der bisher bekannten Fraunhoferschen Linie H noch mehrere andere, die er mit den Buchstaben K bis P bezeichnet. E. Esselbach[2][3] misst als Erster mit Hilfe der Talbot'schen Streifen die Indices des ordentlichen Strahles im Quarz für die Spektrallinien H bis R und berechnet dazu die Wellenlänge λ. Den Brechungsexponenten gibt er bis auf einige Einheiten der 4.

1) Phil. Mag. (3) 26, p. 465—478, 1845.

2) Pogg. Ann. 98, p. 513—546, 1856. Berl. Ber. 6. Dez. 1855, p. 757.

3) conf. Helmholtz, Pogg. Ann. 94, p. 205—211, 1855.

geltenden Dezimale genau an und findet für R $\lambda = 309\,\mu\mu$. W. Eisenlohr,[1] der in demselben Jahre das Sonnenspektrum nach einer anderen Methode untersucht, glaubt die Grenze bei 354 $\mu\mu$ zu finden. Die Benutzung eines Glasgitters erklärt diesen Umstand; denn Stokes[2] hatte bereits gezeigt, dass Quarz weit durchlässiger als Glas ist, einen Umstand, den Esselbach benutzte. Seitdem wird zu diesen Messungen fast ausnahmslos ein Quarzspektralapparat benutzt. Mit einem solchen bemerkt Crookes,[3] dass das Sonnenspektrum um so weiter ins Ultraviolett vordringt, je höher die Sonne steht, eine Erscheinung, die seitdem noch oft beobachtet ist. A Cornu[4] untersucht wohl zuerst eingehender die Veränderung des ultravioletten Spektrums mit der Änderung der Atmosphäre, deren Absorption nach ihm die Ursache jener Erscheinung ist. Damit stimmt die Beobachtung überein, dass auf hohen Bergen das Spektrum sich verlängert. Die äusserste Grenze erreicht Simony[5] auf dem Pic von Teneriffa (3700 m) bei 292,2 $\mu\mu$.

Es dauert längere Zeit, ehe ein Forscher ernstlich versucht, absolute Bestimmungen der Wellenlängen von Fraunhofer'schen und Metallinien festzustellen. Erst Mascart[6] wendet sich dieser

1) Pogg. Ann. 98, p. 353—370, 1856. Berl Ber. 1856, p. 251.
2) l. c. 1852.
3) Pogg. Ann. 97, 616—622, 1856.
4) C. R. 88, p. 1101 u. 1285, 1897. C. R 89, p. 808. C. R. 90, p. 940.
5) C. R. 111, p. 946, 1890.
6) C. R. 57, p. 789—791, 1861. Ann. de l'éc. norm. 1 p. 219—262, 1864

Aufgabe zu. Doch sind seine Messungen noch ziemlich ungenau. Nichtsdestoweniger gelten seine Kadmiumlinien eine Zeit lang als Normalen. Als beste Normalen gelten bis 1884 die 1868 von Angström[1] veröffentlichten — sie sind wegen eines Fehlers im Angström'schen Gitter nicht genau —; ferner die Wellenlängenbestimmungen von Cornu.[2] 1874 erscheint von Cornu im Anschluss an den Angström'schen Atlas ein Atlas des ultravioletten Sonnenspektrums, der 1880 vollendet ist. Liveing und Dewar[3] liefern die ersten zuverlässigen Bestimmungen der ultravioletten Spektren einer Anzahl von Elementen mit einer möglichst sorgfältigen Bestimmung der Wellenlänge. Hartley[4] untersucht in der Absicht, einen Zusammenhang zwischen Absorption und chemischer Konstitution zu ermitteln, die ultravioletten Absorptionsspektren um dann später auch ausgedehnte Messungen über die ultravioletten Funkenspektren der Metalle anzustellen. Huggins[5] weist in den ultravioletten Spektren der weissen Sterne den Wasserstoff nach. Damit ist jedoch die Zahl der Beobachter, die das ultraviolette Spektrum erforschen,

---

1) conf. C. R. 67, p. 946—947, 1868.

2) Arch. sc. phys. (3) 2, p. 119, 1879. Journ. de phys. (1) 10, p. 425, 1880. C. R. 100, p. 1181. 1885.

3) Phil. Trans. 174, I. p. 187—222, 1883. Phil. Trans. 179, A. p. 231—255, 1888.

4) Phil. Trans. 175, p. 63—137, 1884.

5) Phil. Trans. 171, p. 669—690, 1880. conf. auch: H. W. Vogel, Berl. Monatsber. 1879, p. 586—604, ibid. 1880, p. 192—198.

keineswegs erschöpft. Eine grosse Anzahl von Autoren könnte hier noch erwähnt werden, was wohl darin seine Erklärung findet, dass gerade das ultraviolette Spektrum wegen seines Reichtums an Metallinien — den übrigens schon Stokes[1] bemerkt — für die Spektroskopie sehr wichtig ist. Einen ganz besonderen Fortschritt bedeutet die Erfindung des Rowland'schen[2] Konkavgitters. Die Wellenlängenbestimmung wird hierdurch mehr als zehnmal so genau als früher; zudem fällt die sehr lästige Absorption der Linsen fort.

Rowland selbst gibt einen musterhaften Atlas heraus zwischen $\lambda = 215{,}291\ \mu\mu$ und $\lambda = 771{,}468\ \mu\mu$ mit einem Fehler $< 0{,}001\ \mu\mu$. In grösserem Umfange sind mit diesen neuen Hilfsmitteln die Spektren der Elemente untersucht von:

Rowland im Astrophysikalischen Journal 1893,

Kayser und Runge in Abhandlungen der Berliner Akademie von 1888 bis 1894,

Eder und Valenta in Denkschriften der Kais. Akademie der Wissenschaften zu Wien seit 1893,

F. Exner und Haschek in Sitzungsberichten der Wiener Akademie seit 1895.

Vom Jahre 1862 bis 1893 hat das ultraviolette Spektrum eine Erweiterung nicht erfahren. Schon

1) Phil. Trans. 152, III, p. 599—619, 1862.

2) Manufacture and Theory of Gratings for optical purposes, Phil. Mag. 13, p. 469—474, 1882, und Phil. Mag. 16, p. 197—210, 1883

Stokes sieht die Aluminiumlinien bei 186,9 μμ und 185,2 μμ. Erst Victor Schumann[1] gelingt es, durch systematisches Vorgehen in das Gebiet jenseits 185,2 μμ vorzudringen. Er glaubt ungefähr 100 μμ erreicht zu haben. Bestimmt hat er mit einem Beugungsgitter nur die Wellenlängen bis 162 μμ. Nach den für den übrigen Teil angegebenen Brechungsexponenten scheint er nur bis 127 μμ gekommen zu sein.[2] Leider sind die Schumannschen Versuche bis heute noch nicht wiederholt. Das gesamte bis jetzt bekannte Spektralgebiet erstreckt sich somit ungefähr von 61,1 μ (Paschen) bis 127 μμ.

Dispersion.

Gleichzeitig und parallel mit diesen Versuchen geht die Untersuchung der Dispersion, wodurch sich die durch Sellmeier, Helmholtz und Ketteler zuerst eingeführten Anschauungen über das Wesen der Dispersion erheblich gefestigt haben. Wegen ihrer Verwendung als Prismen für Spektralapparate, die für u. v.[3] Strahlen tauglich sind, lag es nahe, die Brechungsexponenten dieser Strahlen in Flussspat, Quarz und Kalkspat zu bestimmen. E. Sarasin[4] bestimmt sie mit äusserster Genauigkeit. Die Messungen gehen bis zur 5. numeri-

1) Wien. Ber. 102 [2a] p. 415—475; p. 625—694, 1893.

2) conf. F. F. Martens, Ann. d. Phys. (4) 6, p. 619, 1901.

3) u. v. oder U. V-ultraviolett.

4) Arch. sc. phys. (3) 10, p. 303, 1883. Arch. sc. phys. (2) 61 p. 109, 1878. C. R. 85, p 1230: 1877. Arch. sc. phys. (3) 8 p. 392, 1882.

schen Dezimale mit einer Unsicherheit kleiner als eine Einheit der 4. Dezimale, wenn die Aluminiumlinien ausgenommen werden. Zahlreiche Brechungsexponenten bestimmt Th. Simon.[1] Neben Flussspat und Quarz und einigen Gläsern untersucht er auch Flüssigkeiten, wie Wasser, Monobromnaphtalin, Benzol; doch sind seine Messungen nicht immer ganz zuverlässig.[2] In einer grossen zusammenfassenden Abhandlung giebt F. F. Martens[3] die Indices im U. V. für Flussspat, Quarz, Kalkspat, Steinsalz, Sylvin, Alkohol, Schwefelkohlenstoff und Diamant. Neu ist hier die Bestimmung der Brechungsindices von Sylvin, Alkohol, Schwefelkohlenstoff und Diamant, während n für Kochsalz schon vorher von P. Joubin[4] und G. A. Borel[5] bestimmt ist. — Wie schon angedeutet, haben die Brechungsindices der Körper für u. v. Strahlen deshalb ein besonderes Interesse, weil man aus ihnen einige Schlüsse auf die molekulare resp. intramolekulare Struktur der Körper ziehen kann. Im wesentlichen gelten heute zwei Dispersionsformeln, die Lorentz-Planck'sche und die Ketteler-Helmholtz'sche. Jene hat in ihrer einfachsten Form — falls man nur eine Eigenschwingung annimmt — die Gestalt:

$$\frac{n^2+2}{n^2-1} = \frac{1}{g}\left(1-\frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right),$$

1) Wied. Ann. 53, p. 553, 1894.

2) conf. z. B. E. Flatow: Über die Dispersion der sichtbaren und u. v. Strahlen in Wasser und Schwefelkohlenstoff bei verschiedenen Temperaturen. Berl. Diss. p. 21, 1903.

3) Ann. de Phys. (4) 6, p. 603—640, 1901.

4) Ann de chim. et phys. (6) 16, p. 135, 1889.

5) C. R. 120, p. 1401—1406, 1895.

worin λ_0 die Wellenlänge der Eigenschwingung und g eine der Anzahl der resonierenden Moleküle in der Volumeneinheit proportionale Konstante ist. Man kann der Gleichung auch die Form geben:

$$n^2 = 1 + \frac{3g\lambda^2}{\lambda^2(1-g) - \lambda_0^2}$$

oder $$n^2 = 1 + \frac{\frac{3g}{1-g}\lambda^2}{\lambda^2 - \left(\frac{\lambda_0}{\sqrt{1-g}}\right)^2}$$

In dieser letzten Form ähnelt sie der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel:

$$n^2 = 1 + \Sigma\frac{m_k\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2}$$

m_k ist hier die Dielektrizitätskonstante der k. Jonengattung,[1] $1 + \Sigma m_k$ ist gleich der beobachteten Dielektrizitätskonstante D für unendlich lange Wellen. λ_k ist die Wellenlänge der k. mitschwingenden Jonengattung. Diese Formel ist oft experimentell geprüft und hat sich dabei gut bewährt. Die Brechungsexponenten fast aller durchsichtigen Medien im sichtbaren Gebiet lassen sich befriedigend darstellen durch die Formel:

$$n^2 = m + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2},$$

wo $m = 1 + m''$ und m'' zu einer Jonengattung gehört, deren λ_k klein ist gegen das auffallende λ. Hieraus geht zugleich hervor, dass die das sichtbare Gebiet beeinflussenden Eigenschwingungen im sicht-

1) conf. R. Reif, Theorie molekular-elektrischer Vorgänge, p. 162 ff. J. C. B. Mohr, Freiburg 1896.

baren und vornehmlich im u. v. Teil gelegen sind. Selten müssen auch ultrarote Eigenschwingungen berücksichtigt werden. Die einfachste Gestalt der Formel ist in diesem Falle

$$n^2 = m + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} - k\lambda^2,$$

wo k nach Ketteler $= \frac{m''}{\lambda''^2}$ ist.

Die Verwendung der u. v. Strahlen auf diesem Gebiete hat neben der Tatsache, dass viele und wirksame Eigenschwingungen sehr vieler Substanzen im U. V. liegen, noch darin ihre Berechtigung, dass erst bei gehöriger Ausdehnung des Spektralbereiches die Konstanten jener Formeln mit einiger Sicherheit berechnet werden können, so dass man nachher für jede Wellenlänge den zugehörigen Berechnungsindex berechnen kann. Vielleicht hat dies auch einige Bedeutung für die Theorie der Röntgenstrahlen. Für $\lambda = 0$ und $\lambda = 50$ μμ berechnet in der Tat F. F. Martens[1] bei Steinsalz, Sylvin, Wasser und Cassiaöl n annähernd gleich 1. Die Arbeiten von F. J. Micheli[2] und E. Flatow[3] zeigen ferner, dass man zu falschen Vorstellungen über die Änderung der Dispersion mit der Temperatur kommt, wenn man das u. v. Gebiet nicht berücksichtigt. Den Beobachtungen im sichtbaren Gebiet gemäss konnte man diese Änderung mit einer Änderung der Dichte erklären. Nach Micheli nimmt aber z. B. für Stein-

1) Ann. d. Phys. (4), 6. p. 639, 1901.
2) Ann. d. Phys. (4), 7, p. 772, 1902.
3) l. c. p. 30.

salz der Exponent 1,5 für sichtbare Strahlen pro Grad Temperaturerhöhung um 35 Einheiten der 6. Dezimale ab; der Exponent für $\lambda = 226\ \mu\mu$ ist von der Temperatur unabhängig; der Exponent 1,9 für $\lambda = 202\ \mu\mu$ nimmt pro Grad Temperaturerhöhung um 37 Einheiten der 6. Dezimale zu, d. h. um ungefähr ebensoviel, als der Exponent im sichtbaren Gebiet abnimmt.

Beobachtungsmethoden.

Die rein optischen Eigenschaften der u. v. Strahlen — wie Reflexion, Beugung, Interferenz, Polarisationszustand u. s. f. — hier noch weiter zu erörtern, dürfte über den Rahmen der gesteckten Aufgabe hinausgehen, da sie sich durchaus nicht von denen der sichtbaren Strahlen unterscheiden. Für die u. v. Strahlung charakteristische Eigenschaften ergeben sich erst, wenn wir ihre Wirkung beim Auftreffen auf einen Körper studieren. Auf unser Auge üben sie bekanntlich keine Wirkung, und daher entsteht die Frage: auf welche Körper wirken diese Strahlen elektro-magnetischer Energie, so dass sie indirekt unserer Beobachtung zugänglich werden?

Vor Stokes werden die u. v. Strahlen ausnahmslos auf photographischem Wege beobachtet. Erst er entdeckt die Fähigkeit derselben, Fluorescenz zu erregen und gibt in seiner Abhandlung vom Jahre 1852, besonders aber in der von 1862 eine grosse Reihe von Substanzen an, durch deren Fluorescenz man sogar ziemlich geringe Mengen des

U. V. nachweisen und beobachten kann. An demselben Tage (19. Juni 1862) wie Stokes legt auch W. A. Miller[1] eine nicht minder bedeutende Abhandlung der Royal Society in London vor. Er benutzt bei seinen Untersuchungen die Photographie. Während jedoch Stokes 185,2 $\mu\mu$ erreicht, gelangt Miller nur bis 202,4 $\mu\mu$, so dass die Fluorescenz hier noch einen Vorsprung von 17,2 $\mu\mu$ hat. Dieser wird durch geeignete Behandlung der sensibilisierten Kollodiumplatte und des photographischen Apparates von A. Cornu[2] wieder eingeholt. Cornu ist durch die Lichtschwäche seines Gitters gezwungen, der Fluorescenz gegenüber die Photographie zu bevorzugen, bei der ihm in der Expositionsdauer eine neue Hilfsquelle erwächst. Dennoch hat die Fluorescenz sehr lange als Beobachtungsmethode in Ansehen gestanden. L. Soret und E. Sarasin z. B. beobachten bei ihren umfangreichen Arbeiten in diesem Teil des Spektrums fast ausschliesslich auf diese Weise. L. Soret erfindet hierzu im Jahre 1873 sein fluorescierendes Okular,[3] das indes wegen seiner Lichtschwäche ausser von ihm selbst nur wenig benutzt worden ist. In neuerer Zeit wird fast ausschliesslich die Photographie als Beobachtungsmethode verwendet, die Fluorescenz höchstens nur dann, wenn es sich bei der Photographie der Spektren um das Justieren des Apparates handelt. Es kann

1) On the photographic transparency of various bodies etc. Phil. Trans. 152, p. 861—887, 1862.

2) Arch. sc. phys. (3) 2. p. 119—126. 1879.

3) Pogg. Ann. 152, p. 167—171, 1874.

dies nicht verwundern, wenn man bedenkt, bis zu welchem Grade die photographischen Platten empfindlich gemacht sind. Die Bromsilbergelatinetrockenplatte ist der früher angewandten Kollodiumplatte durchaus überlegen. Zu Aufnahmen im U. V. scheinen die besten jetzt in den Handel kommenden Platten die sogenannten Kupferdruckplatten von Gebhardt-Berlin zu sein. Alle diese Arbeiten jedoch werden gekrönt durch die glänzende Verbesserung der Beobachtungsmittel von V. Schumann.[1] Er macht die Brennweiten so kurz wie möglich, entfernt die alle Strahlen, deren $\lambda < 170\,\mu\mu$, vollständig absorbierende Luft aus dem Spektralapparat, benutzt als Prismensubstanz den weissen Flussspat, dessen grosse Durchlässigkeit schon seit Stokes und Miller bekannt ist, dessen Vorzüge vor dem Quarz aber erst Mascart[2] bemerkt. Er fertigt nicht zum wenigsten eine ausserordentlich u. v. empfindliche Platte, bei der die absorbierende Gelatine nicht verwendet wird.[3] Welche Schwierigkeiten Schumann überwindet, möge man daraus ersehen, dass der Vakuumspektrograph ohne Störung des Druckes zulassen muss die Änderung:

1. der Richtung des Kollimatorspaltes [Einstellung des Spaltes parallel zur brechenden Kante des Prismas],
2. der Spaltweite,

1) Wien. Ber. 102 [2a], p. 415—475, p. 625—694, 1893.
2) C. R. 68, p. 402—403, 1869.
3) l. c. p. 472 und verbessert: Ann. d. Phys. (4) 5, p. 349—374. 1901.

3. der Spaltlänge [Minderung der Spektrumbreite bei Aufnahme gliederreicher Spektralreihen, auch zur Minderung des zerstreuten Innenlichts des Apparates],
4. der Lage der wirksamen Spaltstrecke [Aufnahme untereinanderstehender Spektra ohne Verschiebung der Platte; Wellenlängenbestimmung],
5. des Abstandes der beiden Linsen vom Spalt und von der Platte [Fokussierung der Plattenmitte],
6. der Stellung der Prismenflächen zu den Linsenachsen [Minimum der Ablenkung],
7. des Winkels zwischen den beiden optischen Achsen des Kollimators und der Kamera [Wechsel des Aufnahmebezirks],
8. des Winkels zwischen der optischen Achse der Kamera und der photographischen Platte [Fokussierung der beiden Seiten der Platte],
9. der Lage der Platte in ihrer Ebene [Aufnahme untereinanderstehender Spektra mit Verschiebung der Platte; Spektralreihen].

Da die hier in Betracht kommenden Prismensubstanzen nicht aus optisch isotropen Mitteln bestehen, so sind die hieraus sich ergebenden Schwierigkeiten: Übereinanderlagerung des ordentlichen und ausserordentlichen Spektrums, störende Linear- und Cirkularpolarisation zu beseitigen. A. Cornu[1] tut dies durch Einführung eines Doppelprismas, bestehend aus einem rechts- und

1) C. R. 1885; conf. auch V. Schumann. l. c. p 419–424.

einem linksdrehenden Quarzprisma, F. F. Martens[1] durch Anbringung eines Wollaston-Prismas aus Quarz am Kollimator. Zur Untersuchung des Polarisationszustandes von u. v. Strahlen gibt W. Voigt[2] einen Apparat an, der im wesentlichen aus einer Plattenkombination N + P von je zwei Doppelkeilen aus Quarz von ca. 15 mm² besteht. Seine Anwendung im U. V. ist jedoch beschränkt.

Absorption.

Von einschneidender Bedeutung für die Kenntnis der Wirkungsweise der u. v. Strahlen ist die Kenntnis der Absorption derselben in verschiedenen Medien. Schon früh richtet man daher das Augenmerk auf diesen Gegenstand. Stokes untersucht die Durchlässigkeit zahlreicher organischer Substanzen; ebenso Miller. Er stellt folgende Reihenfolge für die Durchlässigkeit auf: Fluoride, Phosphate, Sulfate, Chloride, Carbonate, Bromide, Jodide, Nitrate. Damit würde übereinstimmen, dass das Calciumfluorid auch heute noch der bestdurchlässigste Körper für u. v. Strahlen ist; es wird nur deshalb verhältnismässig selten verwendet, weil es meist Krystallfehler hat und sehr teuer ist. H. Hertz[3] macht ebenfalls zahlreiche Untersuchungen über Absorption. Undurchlässig erweisen sich: alle Metalle, Paraffin Siegellack, Harze, Hartgummi, Kautschuk, Glas, besonders Glimmer; durchlässig, wenn auch in ver-

1) Ann. d. Phys. (4) 6, p. 607, 1901.
2) Phys. Zs. 2, p. 303—306, 1901.
3) Wied. Ann. 31, p. 990, 1887.

schiedenem Grade: krystallisierter Zucker, Alaun, Doppelspat, Steinsalz, am besten Gys (Marienglas) und Bergkrystall. Wasser findet er bis 5 cm durchlässig. Fuchsinlösung, Lösung von übermangansaurem Kali und mehrere andere farbige Lösungen undurchlässig. Auffallend ist auch die Undurchlässigkeit von Kochsalzlösung, obwohl sie aus durchlässigem Steinsalz bereitet war.[1] Von Gasen ist hauptsächlich Leuchtgas und Untersalpetersäure als undurchlässig anzugeben. Hallwachs,[2] der auch die Absorption u. v. Strahlen eingehend untersucht, findet gut durchlässig: Marienglas, Bergkrystall, Steinsalz, Kalkspat und Wasserstoff. Bei dem letzteren besonders wird diese Eigenschaft später noch oft angegeben und verwendet [z. B. von Schumann, Warburg, Lenard]. Mit zu dem Besten, was auf diesem Gebiete geleistet ist, zählen die umfassenden Arbeiten von Soret.[3] Auf alle möglichen Substanzen hat er sein Augenmerk gerichtet, selbst auf die seltenen Erden. Von einigen Gesetzmässigkeiten, die er findet, ist hervorzuheben, dass bei den Alkylhalogenverbindungen diejenigen gleiche Absorption zeigen, die den gleichen elektronegativen Bestandteil besitzen. Vielleicht hat das einige Bedeutung für die Erklärung der lichtelektrischen Erscheinungen. Dass zur Hervorbringung dieser Erscheinung die Absorption des Lichtes erforderlich ist, ist wohl kaum von einem der vielen

1) conf. auch Lenard, Ann. d. Phys. (4) 1, p. 486, 1900.

2) Wied. Ann. 33, p. 301 ff., 1888.

3) Arch. sc. phys. (2), 61, p. 322—357, 1878; 63, p. 89 ff., 1880; (3). 4, p. 261, 1880; 9, p. 513, 1882.

auf diesem Gebiete arbeitenden Autoren bestritten worden. Hallwachs[1] hat diesen Zusammenhang untersucht. Eine einfache Beziehung findet er nicht. Stoletow zeigt dann, dass bei ungefärbten Flüssigkeiten, selbst wenn sie fluorescieren, die lichtelektrische Empfindlichkeit nicht sehr gross ist. Dass zwischen diesen dreien: der Absorption, der lichtelektrischen Empfindlichkeit und der Fluorescenz ein einfacher Zusammenhang nicht besteht, wird zusammenfassend durch G. C. Schmidt[2] dargetan. Was speziell die Absorption des U. V. in unserer Atmosphäre anbetrifft, so macht, wie schon erwähnt, zuerst A. Cornu[3] darüber Angaben; doch sagt er nicht, welchem Stoff in der Atmosphäre er diese hauptsächlich zuschreibt. Als solchen nennt W. N. Hartley[4] das Ozon. H. Kreusler,[5] der die Absorption sämtlicher in grösserer Menge in der Atmosphäre vorkommender Substanzen untersucht, schreibt sie dem Sauerstoff zu, während E. Meyer[6] die Hartley'sche Hypothese wohl mit Recht für die wahrscheinlichste hält. Diese Absorption der u. v. Strahlen hat auch dadurch eine Bedeutung erlangt, dass man versucht hat, die elektrischen Erscheinungen in der Erdatmosphäre daraus zu erklären.[7] Jedoch stimmt der später durch

1) Wied. Ann. 37, p. 666, 1889.
2) Wied. Ann. 64. p. 708—724, 1898.
3) C. R. 88, p. 1101 u. 1285; 89, p. 808; 99, p. 940, 1879.
4) Chem News. 42, p. 268, 1880.
5) l. c. Diss. p. 37—47.
6) Über die Absorption der u. v. Strahlung in Ozon. Berl. Diss. 1903.
7) E. Edlund, Svenska Ak. Hadlingar 16, Nr. 1, 1878. S. Arrhenius, Meteor, Zs. 5, p. 297 ff 1888. J. Elster und H Geitel, Wien. Ber. 101 [2a], p. 703, 1892.

Messungen des Potentialgefälles vom Ballon aus festgestellte Gehalt der Luft an positiver Elektrizität nicht mit der Theorie überein.

Die äussersten bis jetzt bekannten u. v. Strahlen, die „Schumannstrahlen", werden von den allermeisten Substanzen absorbiert. Angaben darüber finden sich ausser bei Schumann[1] selbst noch bei Lenard.[2]

Photometrie.

Quantitative Messungen der Absorption, die uns zugleich in das Gebiet der Photometrie führen, scheint zuerst J. W. Draper[3] ausgeführt zu haben. Er konstruiert sein „Tithonometer", das dann von Bunsen und Roscoe verbessert wird. Solche Messungen haben indessen immer nur einen relativen Wert. Sie sind allenfalls unter sich, aber nicht mit den Empfindlichkeitsverhältnissen anderer Instrumente vergleichbar. Dem Prinzip aller dieser Apparate liegt zwar ein gemeinsames Element zu Grunde — die Absorption; aber wie wenig massgebend diese ist, beweist z. B. die Tatsache, dass jeder Stoff sein eigenes Absorptionsspektrum besitzt. Die meisten der konstruierten Photometer beruhen auf der chemischen Wirkung des Lichts.[4] Wie diese Wirkung zustande kommt, darüber dürfte eine sichere

1) l. c. p. 454 ff.
2) Ann. de Phys. (4), 1, p. 486 ff., 1900.
3) Phil. Mag. (3) 23, p. 401—415, 1843.
4) cont. J. M. Eder. Ausführliches Handbuch der Photographie. 2. Heft 1882.

Entscheidung noch nicht vorliegen. Soviel steht wohl fest, dass das Licht direkt nicht die Moleküle beeinflusst, da die Wirkung von der Wellenlänge der Strahlung abhängt, man aber jenen eine regelmässig periodische Bewegung nicht zuschreiben kann. Eher ist es denkbar, dass die Atome in Betracht kommen.[1] Richarz[2] hat unter der Annahme, dass die elektrische Ladung an die Atome gebunden sei und dass diese sich um einander bewegen, wie Planeten um die Sonne, die kleinste Umlaufszeit bei gewöhnlicher Temperatur zu $T \sim 23 \cdot 10^{-15}$ berechnet. Da T gleich der Periode der ausgestrahlten Wellen ist, die Körper bei gewöhnlicher Temperatur aber keine Lichtstrahlen aussenden, so müsste stets $T > \tau$ sein. Dies bestätigt sich in der Tat, da die Schwingungsdauer τ für die äussersten roten Wellen $\tau = 25 \cdot 10^{-16}$ ist. Nach der neuesten, der Elektronentheorie, braucht aber die Ladung nicht an die Atome gebunden zu sein. Lord Kelvin endlich fast jeden chemischen Vorgang als elektrischen auf, indem er das Molekül gewissermassen als ein kleines Volta'sches Element betrachtet.

Das bekannteste der chemischen Photometer ist das Bunsen-Roscoe'sche. Es hat beträchtliche Fehlerquellen und kommt ausserdem wegen der Glashülle für u. v. Licht fast garnicht in Betracht. Eine passendere Hülle zu schaffen ist sehr schwierig und lohnt nicht die Mühe. Von den photographischen

1) Stokes, Pogg. Erg. Bd. IV, p. 325, 1854. Maxwell, Theory of Heat, p. 326, 1877.

2) Wied. Ann. 52, p. 385 - 416, 1894.

Photometern ist das von H. Th. Simon[1] angegebene sehr brauchbar. Es gestattet bei spektraler Zerlegung bis ins äusserste U. V. hinein zu arbeiten. Eine kleine Ungenauigkeit entsteht durch die Voraussetzung, die Simon macht, dass die Schwärzung einer photographischen Platte immer dieselbe ist wenn das Produkt aus Belichtungsdauer und Intensität dasselbe ist und zwar auch dann, wenn man einmal kontinuierlich, das andere Mal intermittierend, aber im ganzen gleich lange belichtet. Zudem ist die Vergleichung der Schwärzungsintensitäten mit dem Helligkeitskomparator subjektiv. Den ersten Mangel beseitigt B. Glatzel[2] durch Einführung des Vierordt'schen Doppelspalts. Bis $\lambda = 251\ \mu\mu$ photometrieren Hagen und Rubens[3] mit der Thermosäule. Die besten Photometer für u. v. Strahlen sind ohne Zweifel die unter Benutzung der photoelektrischen Erscheinungen konstruierten. Die Methode geben Elster und Geitel[4] an Ihr Photometer hat die spezifische Wirksamkeit nicht im U. V. und ist für spektrale Zerlegung zu unempfindlich. Die Umstände überwindet dann aufs glücklichste H. Kreusler.[5] Auf Anregung von Warburg[6] wird in der „photoelektrischen Zelle" Platin in einer Wasserstoffatmosphäre benutzt. Die Empfindlichkeit wird durch Laden bis in die Nähe des Entladungs-

1) Wied. Ann. 59, p. 91 ff. 1896.
2) Phys. Zs. 1, p. 285, 1900.
3) Ann. d. Phys. (4) 8, p. 1, 1902.
4) Wied. Ann. 48, p. 625, 1893.
5) l. c.
6) Wied. Ann. 62, p. 385, 1897.

potentials ausserordentlich gesteigert. Der Wirkungsbereich der Zelle liegt zwischen 300 μμ und 185 μμ. Zudem ist die Intensitätsvergleichung objektiv. Eine absolute Messung der Intensität des wirkenden Lichtes gibt auch dieses Photometer noch nicht. Möglich wäre eine solche Messung vielleicht auf folgendem Wege: Für eine nicht gar zu grosse Annäherung an das Entladungspotential darf man annehmen, dass der Koeffizient der Zerstreuung der negativen Elektrizität eine lineare Funktion der Intensität der Strahlung sei:

$$p = a + bI$$

a ist also der Zerstreuungskoeffizient bei Ausschluss des Lichtes.[1] b wollen wir vorläufig als nur von der Beschaffenheit der lichtempfindlichen Fläche abhängig ansehen. V sei das Potential, $-dE$ die in dt austretende Elektrizitätsmenge, so ist:

$$-dE = p \,.\, V \,.\, dt.$$

Da die Potentialdifferenzen direkt gemessen werden, so führen wir ein $E = C \,.\, V$

$$-C \,.\, dV = (a + bI)\, V\, dt$$

$$-\frac{dV}{V} = \frac{a + bI}{C}\, dt$$

$$-\int_0^t \frac{dV}{V} = \int_0^t \frac{a + bI}{C}\, dt$$

$$\log \frac{V_0}{V} = \frac{a + bI}{C}\, t$$

wo V_0 das Anfangspotential bedeutet. Daher

---

1) Dass eine solche Zerstreuung stattfindet, darüber conf.: Linss, Meteor. Zs. 4, p. 355, 1887.

$$J = \frac{1}{b}\left[\frac{C \log \frac{V_{0'}}{V}}{t} - a\right]$$

a ergibt sich hieraus ebenfalls, wenn man für $I = O$ nach der Zeit t das Potential V′ bestimmt.

$$a = \frac{C \log \frac{V_0}{V'}}{t}$$

Also ist schliesslich:

$$J = \frac{C}{bt}\left(\log \frac{V_0}{V} - \log \frac{V_0}{V'}\right)$$

Eine Schwierigkeit für die Anwendung liegt darin, dass b nicht konstant ist, sondern z. B. vom Potential abhängt,[1] und bisher noch keine Gesetzmässigkeit zwischen b und seinen Variabeln gefunden ist. Übrigens müsste auch die Wasserstoffatmosphäre nicht unter zu geringem Druck stehen [am besten etwa 200 mm Hg], da bei grosser Verdünnung nach Lenard[2] geringe Intensitäten stärker wirken, als die von uns vorausgesetzte Formel $p = a + bI$ [illegible] t.

1) G. C. Schmidt, Wied. Ann. 64, p. 708. 1898. H. Kreusler l. c.
2) Ann. d. Phys. (4) 2, p. 359. 1900.

Zweiter Teil.

Die lichtelektrischen Erscheinungen der ultravioletten Strahlen.

Hertz-Effekt.

Wir sind bereits bei den photoelektrischen Erscheinungen angelangt. Heinrich Hertz[1] gebührt das Verdienst, sie entdeckt zu haben. Er setzt zwei Induktorien in synchronen Gang und findet, dass der „passive" Funken weit länger ist, wenn er vom Lichte des „aktiven" getroffen wird, als wenn er dieses durch undurchsichtige Schirme fernhält. Er findet, dass nur die Strahlen hoher Brechbarkeit die Funkenentladungen beeinflussen und um so mehr, je weiter sie im U. V. liegen. Das Metall der Pole hat keinen Einfluss, höchstens ist Eisen etwas besser. Diese Entdeckung von Hertz wird sofort aufgenommen, und schon ganz kurze Zeit später erscheint eine Abhandlung von Wiedemann und Ebert[2] über diesen Gegen-

1) Wied. Ann. 31. p. 983 ff., 1887.
2) Wied. Ann. 33, p. 241, 1888

stand. Sie benutzen eine Holtz'sche Maschine zur Erzeugung der Funken. Sehr wichtig ist, wie von ihnen zuerst angegeben wird, dass nur die Kathode beeinflusst wird. Der ganze Charakter der Entladungen wird ein völlig anderer. Bei der Belichtung ist die Entwicklung des Anoden- und Kathodenlichtes in einer in den Stromkreis eingeschalteten Geissler'schen Röhre durchaus regelmässig d. h. genau so wie bei einer Zuleitung ohne Funken-

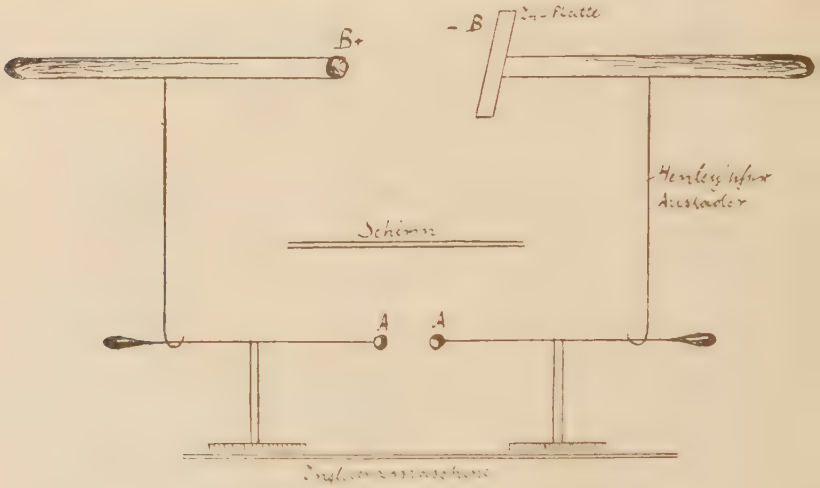

Fig. 1.

strecke. Durch Einschalten eines Telephons zeigt sich an der Höhe des Tones, dass bei Belichtung die Zahl der Entladungen in der Zeiteinheit sich wesentlich vermehrt. Sie glauben den Grund in einer Erniedrigung des Entladungspotentials zu finden. Bei gleichem Abstand der Kugeln ist die Wirkung abhängig:

1. vom Gasdruck,
2. von der Art der Belichtung,

3. von der Natur des Gases, in dem sich die Entladungen abspielen.

Die blosse Belichtung der Luftstrecke zwischen den Elektroden hat keinen Einfluss, was Hallwachs[1] gleichfalls findet, Lenard später genauer präzisiert.

Die entgegengesetzte Beobachtung wie Hertz machen Elster und Geitel[2] im Jahre 1890. Unter geeigneten Bedingungen erreichen sie, dass, während die Funken vorher bei B^4 übergehen, sie bei A übergehen, sobald B' mit Magnesiumlicht bestrahlt wird. Wesentlich ist hier wohl der Umstand, dass durch Belichtung der negativen Polplatte die Ausbildung des positiven Büschellichts erschwert wird. Die von der negativen Polplatte ausgehende unsichtbare Entladung beeinflusst jenes vielleicht in derselben Weise, wie bei den bekannten Versuchen von Hittorf und E. Wiedemann das im luftverdünnten Raume von der Kathode ausgehende Glimmlicht die positive Entladung zurückdrängt. Dass in der Tat aus der Kathode ein elektrischer Strom austritt, hat Warburg[3] bei Gelegenheit der Untersuchung über die Funkenentladung mit Hilfe des Magneten nachgewiesen. Mit der Kreusler'schen Zelle ist er übrigens direkt sichtbar. Über die Vorgänge bei der Funkenentladung hat lange Unsicherheit und Verwirrung geherrscht. Ladet man „dynamisch", so kann das Potential sieben und mehr mal grösser sein, als das „statische" Entladungspotential, ohne dass

1) Wied. Ann. 33, p. 301, 1888.
2) Wied. Ann. 39, p. 332. 1890.
3) Wied. Ann. 62, p. 385, 1897.
4) S. Fig. 1.

im Dunkeln Entladung eintritt. Bei Belichtung mit u. v. Lichte ändert sich das statische Entladungspotential wenig, die Differenz zwischen diesem und dem dynamischen Entladungspotential aber wird verhältnismässig sehr gering. Daraus hat man geschlossen, dass das Licht vornehmlich auf letzteres einwirkt und es herabsetzt. Jaumann[1] und Swyngedauw[2] hauptsächlich stellen merkwürdige Behauptungen und Formeln auf, um den Einfluss der Geschwindigkeit, mit der $\frac{dV}{dt}$ variiert, auf das Funkenpotential zu konstatieren, bis endlich Warburg[3] zeigt, dass von einer Herabsetzung des Funkenpotentials überhaupt, sowohl des statischen wie des dynamischen, keine Rede sein könne. Die Wirkung der u. v. Strahlen beruht lediglich auf einer Herabminderung der „Verzögerung“.[4] der Verzögerung, die ihre Ursache darin hat, dass unter der Einwirkung der elektrischen Kraft ein sehr schwacher lichtloser elektrischer Strom von wachsender Stärke ausgebildet wird, der schliesslich nach Ablauf der Verzögerungsperiode die Entladung hervorruft. Durch diese Verzögerung ist auch der Hertz-Effekt und die vorher erwähnten Beobachtungen von Wiedemann und Ebert erklärt. Wie Hertz[5] beobachtet hat, wird dem Funken die Eigenschaft, zu

1) Wied. Ann. 55, p. 656—683, 1895. Wied. Ann. 62, p. 396—406, 1897.

2) C. R. 121, p. 118 u. 195, 1895. C. R. 122, p. 131 u. 1052, 1896. Journ. de phys. (3) 6, p. 295—309, 465—472, 1897.

3) Ann. d. Phys. (4) 5, p. 811, 1901.

4) Wied. Ann. 59, p. 1, 1896.

5) Berl. Sitzungsber. 10. Nov. 1887, p. 898.

schnellen elektrischen Schwingungen Anlass zu geben, durch Belichtung mit kurzwelligem Licht entzogen. Auch dies erklärt sich nach Warburg[1] durch die Herabminderung der Verzögerung. Es kommt hier darauf an, dass das Potential auf einen sehr hohen Wert ansteigt, was durch die Verminderung der Verzögerung nicht möglich ist.

Der Hallwachs-Effekt.

Die Zerstreuung der negativen Elektrizität durch u. v. Strahlen bei niederen Potentialen, der sogenannte „Hallwachs-Effekt", unterscheidet sich im wesentlichen von dem Hertz-Effekt dadurch, dass bei jenem die Lichtempfindlichkeit bei den einzelnen Substanzen eine sehr verschiedene ist und dass die Zerstreuung in weiten Grenzen der Lichtintensität proportional ist und erst völlig bei Ausschluss des Lichtes verschwindet, während bei diesem für einen bestimmten Elektrodenabstand eine endliche Lichtstärke notwendig ist und zugleich ausreicht. Einen prinzipiellen Unterschied in der Erklärung dieser Effekte, wie ihn Wiedemann und Ebert aufstellen, braucht man jedoch, wie mir scheint, nicht anzunehmen. Darüber später.

In der Absicht, den Hertz-Effekt zu vereinfachen, ladet Hallwachs[2] eine mit einem Elektroskop verbundene Zinkplatte negativ und beleuchtet sie mit Bogenlicht. Zum Schutz vor elektrostatischen

1) Berl. Sitzungsber. 1896, p. 223 ff.
2) Wied. Ann. 33, p. 301, 1888, 34. p. 731, 1888.

Kräften wird zwischen Lichtquelle und Zinkplatte ein Metallschirm gestellt, der einen durch eine Marienglasplatte verschlossenen Ausschnitt besitzt.

Bei Belichtung gehen die Blättchen des Elektroskops zusammen. Hierauf folgen eine Reihe von

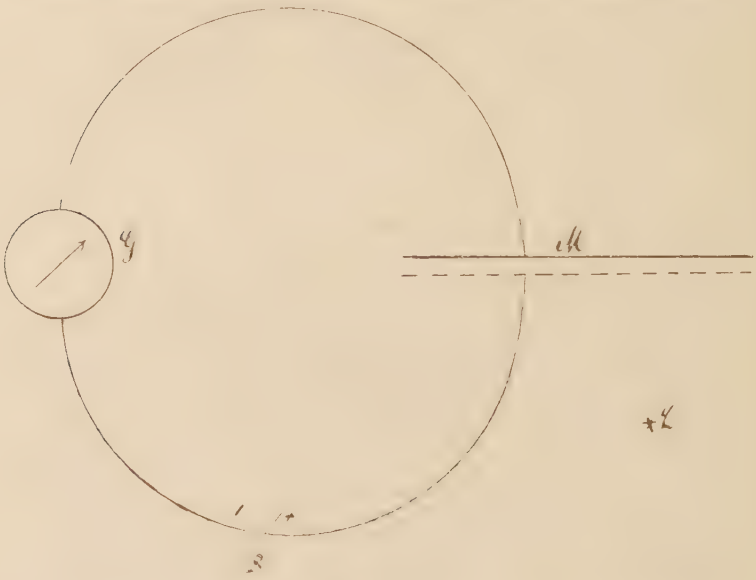

Fig. 2.

Untersuchungen von Hoor,[1] Righi[2] und Stoletow.[3] Hallwachs und fast gleichzeitig mit ihm Righi bemerken, dass neutrale Körper durch Bestrahlung positive Ladung annehmen. Mit Hilfe des von Bischat und Blondlot[4] angegebenen Anblasens

1) Exners Rep. d. Phys. 25, p. 105, 1889.

2) Atti Jst. Ven. 7, Mem. III, 1889; Rend. Linc. 5, p. 331 u. 860, 1889; C. R. 107, p. 560, 1888; Mem. de Bol. Ser. IV, 9 (Mem. I, 1888).

3) C. R. 106, pp. 1149, 1593; 107, p. 91; 108, p. 1241 Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 21, p. 159, 1889.

4) C. R. 107, p. 29—31, 1888.

der Platte erreicht Hallwachs die Ladung einer Messingplatte bis zu 100 Volt. Die Methode von Hallwachs hat Stoletow[1] verbessert. In seiner „photoelektrischen Zelle" fällt Licht von L[4] durch eine durchbrochene Metallplatte auf die ihr gegenüberstehende M, die mit dem negativen Pol einer Batterie verbunden ist. Der zwischen den Platten bei Belichtung fliessende Strom wird am Galvanometer G gemessen. Die Elektrizitätszerstreuung lässt sich also bequem galvanometrisch messen.

Unipolare Wirkung.

Von prinzipieller Bedeutung für die Erklärung dieser Elektrizitätszerstreuung ist die Entscheidung der Frage, ob die Wirkung streng unipolar ist, d. h. ob nur die negative Elektrizität zerstreut wird. Es würde zu weit führen, alle die Forscher aufzuzählen, die die Frage bejaht haben.

Branly[2] jedoch behauptet, die positive Elektrizität werde ebenfalls zerstreut. Aber Elster und Geitel haben wahrscheinlich gemacht, dass reflektiertes Licht die Resultate gefälscht hat, indem negative Influenzelektrizität, durch diese Strahlen zerstreut, auf die positive Ladung wirkte. G. Le Bon[3] findet gleichfalls Zerstreuung positiver Elektrizität durch das u. v. Licht. Am Schluss heisst es in wörtlicher Übersetzung: „Es scheint demnach aus den vor-

1) Journ. de Phys. (2) 9, p. 468—473, 1890.

2) C. R. 110, pp. 751 u. 898, 1890; Lum. électr. 41, p. 143, 1891; C. R. 114, p. 68, 1892.

3) C. R. 124, 892—895, 1897.

4) S. Fig. 2.

liegenden Versuchen hervorzugehen, dass alle Körper, wenigstens in ihrer Wirkung auf das Elektroskop, Eigenschaften derselben Art haben, wie sie das Uran in so hervorragendem Masse zeigt. Die Eigenschaften des Urans würden also nur der spezielle Fall eines sehr allgemeinen Gesetzes sein.“ Hiernach ist es sehr wahrscheinlich, dass die Resultate durch Becquerel-Strahlen gefälscht sind, besonders wenn man bedenkt, dass Elster und Geitel photoelektrische Versuche nicht in einem Zimmer vornehmen konnten, in dem längere Zeit vorher Versuche mit radioaktiven Stoffen gemacht worden waren. — Die Unipolarität ist also wohl als ganz sichergestellt zu erachten. Wie G. C. Schmidt[1] beim Flussspat findet, wird selbst an denjenigen Stellen, die sich am Lichte negativ laden, nur die negative Elektrizität zerstreut.

Einfluss der Oberfläche.

Schon in seiner ersten Abhandlung macht Hallwachs auf den Einfluss der lichtempfindlichen Oberfläche aufmerksam. Die vielen Untersuchungen, die hier vorliegen, kann man dahin zusammenfassen, dass die Reihenfolge der lichtempfindlichen Metalle ungefähr dieselbe ist, wie die der Volta'schen Spannungsreihe. Je elektropositiver ein Metall ist, desto lichtempfindlicher ist es. Zuerst deutet darauf hin Stoletow.[2] Er findet, dass im Lichtbogen

1) Wied. Ann. 62, p. 407—414, 1897.
2) C. R. 106, p. 1149, 1888.

die elektropositiveren Metalle reicher an u. v. Strahlen sind, als diejenigen, denen diese Eigenschaft in geringerem Grade zukommt. Da man nun annehmen kann, dass Ausstrahlen von u. v. Strahlen und Lichtempfindlichkeit, die von der Absorption jener abhängt, parallel gehen, so war jenes Gesetz daraus zu vermuten. Es ist eins von den vielen Verdiensten Elster und Geitel's, auch dies experimentell bestätigt zu haben. Je anodischer ein Metall ist, bei desto längeren Wellen des erregenden Lichtes liegt im allgemeinen das Maximum der Empfindlichkeit. Auf geeignete Metalle wirkt schon Sonnen- und zerstreutes Tageslicht.[1] Ja selbst Petroleumlicht wirkt auf die von Elster und Geitel[2] hergestellten Rubidium- und Kalium-Natrium-Zellen. Für fast sämtliche Schwermetalle beschränkt sich die Wirkung auf das U. V. und zwar zumeist auf solches von hoher Brechbarkeit Ein Zusammenhang zwischen Lichtempfindlichkeit und Atomgewicht besteht jedoch nicht.[3] Elster und Geitel benutzen als Licht auch polarisiertes.[4] An ihrer Kalium-Natrium-Zelle finden sie, dass für schräg einfallendes Licht, das senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist — das also nach der elektromagnetischen Lichttheorie eine Komponente des elektrischen Lichtvektors senkrecht zur reflektierenden Oberfläche hat — viel stärkere Elektrizitätszerstreuung

1) Hoor, l. c. Elster und Geitel, Wied. Ann. 38, p. 497, 1889
2) Wied. Ann. 43, p. 225, 1891.
3) Elster u. Geitel, Wied. Ann. 43, p. 239, 1891.
4) Berl. Sitzungsber. 8. Febr. 1894, p. 113 und Wied. Ann. 61, p. 445, 1897.

hervorbringt, als wenn es in der Einfallsebene polarisiert ist. Für u. v. Licht haben leider weder ihre Versuche noch die von Zehndig[1] und Lenard[2] ein entscheidendes Resultat geliefert.

Wie sehr die rein mechanische Natur der Oberfläche in Betracht kommt, kann recht deutlich folgendes Beispiel veranschaulichen: Kreusler[3] findet:

Bei blanken Oberflächen:

Bei Cu dauerte die Entladung im Mittel . 41^s

„ Zn „ „ „ „ „ . 65^s

Daraus folgt Cu empfindlicher als Zn um 37 %.

Nachdem die beiden Kathoden mit feinem Smirgel eben matt geschliffen waren, fand sich:

Bei Cu dauerte die Entladung im Mittel . 100^s

„ Zn „ „ „ „ „ . 90^s

Daraus folgt Zn empfindlicher als Cu um 10 %

Auch die Belichtung selbst setzt die Empfindlichkeit herab. In diesem Sinne redet Kreusler von „Kathodenermüdung", die beim Liegen an der Luft zuweilen wieder nachlässt. Hallwachs und Righi kennen sie schon. Durch seine Hauchbilder weiss Righi[4] auch schon, dass tatsächlich eine Oberflächenänderung eintritt. Da aber die Entstehung dieser Hauchbilder unabhängig davon ist, ob die Oberfläche mit positiver oder negativer Elektrizität geladen ist, so hat offenbar diese Veränderung direkt nichts mit der Elektrizitätszerstreuung durch die

1) Erlanger Diss. 1897.
2) Ann. d. Phys. (4) 8, p. 149, 1902.
3) l. c. p. 22, 1901.
4) Cim. (3) 25, p. 193—212; 26, p. 135—149, 217—233, 1889.

u. v. Strahlen zu tun. Vielleicht ist die Ursache der Erscheinung das Ozon, das nach Lenard in der Luft durch die Strahlung erzeugt wird,[1] vielleicht auch Bildung einer Doppelschicht.

Wirkung der u. v. Strahlen auf Gase.

Dass die u. v. Strahlen auch auf das Gas wirken, kann heute nicht mehr zweifelhaft sein. Darin liegt gerade die grosse Schwierigkeit in der Deutung der Erscheinungen, dass hier eine Reihe von Wirkungsweisen der u. v. Strahlen sich übereinander lagern und gegenseitig beeinflussen. Das gewöhnliche u. v. Licht macht zwar die Luft nicht leitend, wie direkt Hallwachs, Wiedemann und Ebert und 1895 noch Simon[2] mit Hilfe der Änderung der Dielektrizitätskonstante nachgewiesen haben. Direkt auf das Gas aber wirken nach Lenard[3] die Strahlen, bei denen $\lambda < 190\mu\mu$, also die Schumannstrahlen. Sie machen das Gas leitend, sein Sauerstoff wird teilweise zu Ozon und sie befähigen es zur Kernbildung für die Dampfkondensation im Aitken — R. v. Helmholtz'schen Dampfstrahl. Letztere Wirkung stellt schon C. T. R. Wilson[4] im Jahre 1899 fest. Diese Schumannstrahlen wirken ähnlich wie die Röntgen-, Kathoden- und

1) Hierfür würde z. B. auch sprechen, dass — wie Verf. noch vor einigen Tagen fand — die Kathodenermüdung von Platin in Wasserstoff kaum merklich, in Luft dagegen ziemlich beträchtlich war.

2) Wien. Ber. 104 [2a], p. 565, 1895.

3) Ann. d. Phys. (4) 1, p. 486—507, 1900; 3, p. 298—319, 1900

4) Phil. Trans. 192, p. 412; 193, p. 289, 1899.

Becquerelstrahlen. Das Gas wird jonisiert. Den Trägern negativer Elektrizität kommt eine weitaus grössere Geschwindigkeit zu als denen positiver Elektrizität. Auch sind jene nach Wilson[1] und anderen englischen Physikern besonders zur Nebelkernbildung geeignet. Dass auch bei gewöhnlichen u. v. Strahlen die Luft in der photoelektrischen Zelle wie ein Elektrolyt leiten muss, finden schon Righi,[2] Arrhenius[3] und Stoletow.[4] Aber nach Lenard[5] liegt hier nicht eine direkte Wirkung der u. v. Strahlen vor. Nachdem das u. v. Licht auf die Oberfläche gefallen ist, gehen von dieser selbst Strahlen aus, die E. Merritt und O. E. Stewart,[6] — welche gleichzeitig mit Lenard ihre Untersuchungen anstellen und fast zu denselben Ergebnissen kommen — „photoelektrische Strahlen" nennen, Lenard aber nicht mehr zögert als „Kathodenstrahlen" zu bezeichnen. Sie werden im Gase absorbiert und geben ihre Ladung an dieses ab, so dass von da ab in der Tat das Gas der Träger der negativen Elektrizität ist. Sie sind es auch, die bei den oben genannten drei Beobachtern in Betracht kommen. Das von ihnen gefundene Resultat ist folgendes: In der photoelektrischen Zelle ist die gesamte elektromotorische Kraft, die in dem Kreise wirkt, nicht gleich E, der elektromotorischen

1) Phil. Trans. 192, p. 403, 1899.

2) Journ. de Phys. (2) 7, p. 153, 1888.

3) Wied. Ann. 33, p. 638, 1888 und Meteor. Zs. 5, p. 297—304; 348—360, 1888.

4) Physical. Revue 1, p. 765, 1892.

5) Ann. d. Phys. (4) 2, p. 359, 1900.

6) The Phys. Rev. 11, p. 230—250, 1900.

Kraft der Batterie, sondern gleich $E + M/M'$, wo M/M' ziemlich nahe gleich der Kontaktpotentialdifferenz der beiden Metalle ist, wenn diese dem ultravioletten Licht nicht ausgesetzt sind.

Über die Bahnen, welche die Träger negativer Elektrizität im Gase verfolgen, stellt die ersten umfangreichen Untersuchungen Righi an. In einigen Arbeiten [1] benutzt er zum Nachweise dieses Ganges Schwefel-Mennige Pulver auf einer Ebonitplatte. In einer anderen [2] findet er, dass bei unverdünnter Luft die elektrische Konvektion wesentlich in der Richtung der Kraftlinien vor sich geht, während dieselbe im luftverdünnten Raum mehr in diffuser Weise stattfindet. Ein Magnet übt unter geeigneten Umständen einen hemmenden Einfluss aus. Mit Rücksicht auf die Verdünnung des Gases wird allgemein angegeben, dass das Ausströmen negativer Elektrizität aus der belichteten Oberfläche bei abnehmender Dichte bis zu einem Maximum zunimmt, dann aber von diesem kritischen Druck an wieder abnimmt. E. Rutherford [3] zeigt, dass in Luft bis zu einem Drucke von 34 mm Hg die Geschwindigkeit der Träger dem Drucke umgekehrt proportional ist. Stoletow [4] findet das bemerkenswerte Resultat, dass bei grosser Verdünnung und nicht zu kleiner elektromotorischer Kraft der „aktinoelektrische Strom“ unabhängig von dieser ist, was Lenard [5]

1) Cim. (3) 25, p. 193—212; 26, p. 135—149, 217—233.
2) Atti R. Acc. dei Lincei, Rend. (4) 6, p. 81—86, 1890.
3) Proc. Cambr. Phil. Soc. 9, p. 401—416, 1898.
4) Journ. de Phys. (2) 9, p. 468—473, 1890
5) Ann. d. Phys. (4) 2 l. c.

für den Druck O bestätigt. Auch die Strömungsgeschwindigkeit ist des öfteren untersucht worden. Wie Righi bemerken auch Elster und Geitel,[1] dass die Geschwindigkeit, mit der negative Elektrizität von einer belichteten Oberfläche verschwindet, durch ein magnetisches Feld verkleinert wird, wenn die magnetischen Kraftlinien der Oberfläche parallel laufen. Die Wirkung ist sehr gering bei gewöhnlichem Druck, sie nimmt aber schnell zu, wenn der Druck abnimmt. Die magnetische Kraft wirkt zwar nicht auf die Geschwindigkeit selbst, aber sie zwingt die Teilchen, einen gekrümmten Weg zu nehmen. Die Geschwindigkeit ist ferner in verschiedenen Gasen verschieden. E. Rutherford[2] findet z. B. unter sonst gleichen Umständen:

Gas	Geschwindigkeit	Geschw. bez. auf Luft
Luft	1,4 cm	1,0 cm
Wasserstoff	3,9 „	2,8 „
Kohlensäure	0,78 „	0,56 „

Die genaue quantitative Bestimmung der Träger und ihrer Geschwindigkeiten ist in neuerer Zeit wesentlich gefördert worden durch J. J. Thomson und seine Mitarbeiter Rutherford und Townsend sowie durch Lenard. Die Arbeiten der englischen Forscher sind zum grossen Teil im Philosophical Magazine seit 1896 erschienen. Die Bestimmung geschieht meist mit Luftströmungen und dem Magneten. Lenard[3] zeigt, dass die bei der

1) Wied. Ann. 41, p. 166, 1890.
2) l. c.
3) Ann. d. Phys. (4) 3 l. c.

direkten Wirkung der Schumannstrahlen auf das Gas auftretenden Träger, welche die Nebelkernbildung veranlassen, verschieden sind von den hierbei gleichfalls auftretenden Trägern positiver und negativer Elektrizität, die geladene Leiter entladen. Für die Träger der negativen Elektrizität in Luft findet er die Geschwindigkeit 3,13 cm/sec. pro 1 Volt/cm. Es ist das fast das Doppelte des von Rutherford in verschiedenen anderen Fällen der Elektrizitätsleitung durch Luft gefundenen Wertes [conf. S. 44].

Die Träger positiver Elektrizität haben eine Geschwindigkeit von 0,0015 cm sec. pro 1 Volt/cm. Um ein Mass für die Grössenordnung der Träger zu erhalten, lässt sich mit Hilfe der kinetischen Gastheorie für die Geschwindigkeit ω unter der Voraussetzung, dass die Träger dieselbe Masse besitzen wie die Gasmoleküle, die Formel herleiten:

$$\omega = \frac{3}{2\pi\sqrt{2}} \cdot \frac{e \cdot F}{D \cdot s^2 W}$$

Hierin bedeutet:

e die Ladung des Trägers,
F die elektrische Kraft des Feldes,
$D = N \cdot M$ die Gasdichte,
$s = r + R$ die Summe der mittleren Radien von Träger und Gasmolekül,
W die mittlere molekulare Geschwindigkeit des Gases.

Setzt man hierin die experimentell gefundenen Daten ein, so ergibt sich $s = 0{,}65 \cdot 10^{-6}$ mm für die negativen Träger. Die Voraussetzung, dass die Träger klein sind gegen die Masse der Gasmoleküle

ist unzulässig, da dann ω unabhängig von der Verschiedenheit des Gases wäre. Daher sind einzelne Moleküle, vielleicht Atome als negative Träger anzusehen. Die positiven Träger sind Komplexe sehr vieler Atome.

Abhängigkeit vom Potential.

Über die Abhängigkeit der lichtelektrischen Erscheinung vom Potential ist an einzelnen Stellen vorher gehandelt worden Besonders hervorgehoben zu werden verdient eine lichtvolle Abhandlung über diesen Gegenstand von L e n a r d.[1] Im äussersten Vakuum findet er die Ausstrahlung konstant innerhalb sehr grosser Grenzen des Potentials. Die gefundenen Zahlen sind interessant genug, um hier angeführt zu werden.

Tabelle A.

Potential der bestrahlten Elektrode.		Entwichene Elektrizitätsmenge.
— 45000 Volt		$24{,}5 \cdot 10^{-10}$ $\frac{\text{Coul}}{\text{sec.}}$
— 25000 „		26,6 „ „
— 8900 „		22,5 „ „
— 4100 „	I	24,8 „ „
— 3110 „		24,5 „ „
— 1300 „		24,5 „ „
— 500 „		23,4 „ „
— 120 „		21,9 „ „
— 14 „		19,9 „ „
— 9 „	II.	15,9 „ „
— 1 „		7 „ „
0 „		4 „ „
+ 1 „	III.	4 „ „
+ 2,1 „		0 „ „

1) Ann. d. Phys. (4) 2, p. 359, 1900; 8, p. 149, 1902.

Die Spannung + 2,1 Volt, zu der die Menge O gehört, ist dieselbe, welche bei anfänglich unelektrischer Elektrode durch Bestrahlung von selber sich einstellt. Abgesehen von A_{II} geht hieraus hervor, dass die Spannung in erster Linie auf das Gas wirkt, wie auch folgende Tabelle lehrt:

Tabelle B.

Potential der bestrahlten Elektrode	Luftdruck in mm Hg.						
	0	0,002	0,03	0,7	20	209	750
Volt	Entwichene Elektrizitätsmenge 10^{-10} $\frac{\text{Coul}}{\text{sec.}}$						
— 300	20,2	21,6	47	3,4	0,62	0,12	<0,05
— 4 000	20,3	26,2	—	—	40	1,41	0,42
— 10 000	20,2	28,2	—	—	—	—	0,93

Die Ausstrahlung an und für sich ist in der Tat als konstant anzusehen. A_{III} besagt dann, dass die schon ausgestrahlten „Quanten" durch die zurücktreibende positive Spannung zur Elektrode zurückgeführt werden, und auch A_{II} lässt sich in diesem Sinne interpretieren, da es sich zeigt, dass bei nicht genügender beschleunigender Kraft die „Quanten" durch die Kräfte ihrer eigenen elektrischen Bilder zur Elektrode zurückkehren. Die Grösse dieser Kraft ändert sich mit der Art der Belichtung und der Elektrode, aber nicht mit der Intensität des erregenden Lichtes. Sie hängt mit der Anfangsgeschwindigkeit der Quanten zusammen. Die Menge der ausgestrahlten Quanten ist der Lichtintensität proportional.

Theorie.

Die Erklärung der lichtelektrischen Erscheinungen geht parallel dem Experiment. Auf jeder Stufe sucht man sich gewissermassen von dem Mechanismus der Vorgänge Rechenschaft zu geben, so dass eine recht stattliche Zahl von Theorieen aufgestellt worden ist.

Geleitet von ihrer Beobachtung, dass nur die Kathode beeinflusst wird, machen Wiedemann und Ebert[1] schon in ihrer ersten Abhandlung die wichtige Annahme, dass die Ausbildung von Kathodenstrahlen das wesentliche Moment für die Erklärung des Hertz-Effektes bildet. Abgesehen davon, dass sie einen grundsätzlichen Unterschied zwischen dem Hallwachs- und Hertz-Effekt aufstellen, was nach Warburg durchaus nicht nötig ist, finden sich in ihrer Theorie noch eine Reihe von Angaben, die der späteren Forschung nicht standgehalten haben. Die Wiedemann'sche Auffassung der Kathodenstrahlen als Undulationsbewegungen des Lichtäthers dürfte hierher gehören, ebenso die Ansichten über Abhängigkeit von Druck und Potential und über die Leitung im Gase. Hier meinen die beiden Forscher in Übereinstimmung mit Hoor und anfangs auch mit Righi, dass die Leitung durch Konvektion des auf der lichtempfindlichen Oberfläche absorbierten und geladenen Gases vor sich geht. Neben vielen anderen Argumenten spricht dagegen schon die Tatsache, dass sich beständig neu bildende Amalgamflächen lichtelektrische Erscheinungen zeigen. —

1) Wied. Ann. 33, p. 241, 1888.

Nach den Untersuchungen Lenard's im äussersten Vakuum ist an eine photochemische Wirkung auch nicht mehr zu denken. — Die Theorieen, die in der Jonisation des Gases das Mittel zur Deutung der Elektrizitätszerstreuung bei der u. v. Strahlung sehen (Arrhenius, Schuster, Richarz, Elster und Geitel) erklären auch in ihrer vollkommensten Fassung doch nur einen Teil der Vorgänge. — J. J. Thomson[1] führt die elektrische Doppelschicht ein. Die positive Seite ist dem Metall, die negative dem Gase zugewendet. Durch die Absorption des Lichtes findet eine derartige Steigerung der Molekularenergie statt, dass der äussere Belag der Doppelschicht abreisst und einige der Gaspartikelchen in das umgebende Gas diffundieren. Die vorhandene Spannung wirkt auf die Strömungsgeschwindigkeit ein. Eine Druckerniedrigung befördert in einem Falle das Strömen, indem hierdurch die Diffusionsgeschwindigkeit der elektrisierten Teilchen gesteigert wird; dagegen setzt sie die Strömungsgeschwindigkeit herab, wenn sie die Zahl der Partikelchen, die für die Bildung der äusseren Schicht notwendig sind, vermindert.

Elster und Geitel[2] haben diese Theorie aufgenommen und weitergebildet. Geleitet ist sie hauptsächlich von den Tatsachen, dass nur die Kathode beeinflusst wird und dass die elektropositiven Metalle sich besonders wirksam erweisen. Die Bildung der Doppelschicht soll dann unter

1) Phil. Mag. 17, p. 356, 1894.
) Wied. Ann. 55, p. 697, 1895.

denselben Prinzipien vor sich gehen, wie sie Helmholtz zur Erklärung der Kontaktpotentialdifferenz angenommen hat. Ob aber auch im äussersten Vakuum eine solche Doppelschicht bestehen kann, ist fraglich.

Nach den neuesten Arbeiten scheint mir folgende Erklärung die Tatsachen am besten wiederzugeben. Durch die Bestrahlung werden aus der belichteten Oberfläche Kathodenstrahlen ausgelöst. Dass nur Kathodenstrahlen ausgelöst werden, erklärt sich nach der Elektronentheorie daraus, dass das schwingende Elektron stets negativ geladen ist, während das positive festliegt. Daraus erhellt, dass immer nur negative Elektronen, die dann identisch mit den Lenard'schen „Quanten" sind, ausgestrahlt werden. Die Schwingungen sind je nach dem Metall verschieden. Sie sind im labilen Gleichgewichtszustande. Licht von entsprechender Wellenlänge löst sie aus d. h. veranlasst sie, aus der Oberfläche herauszufahren. Sie erscheinen dann als Kathodenstrahlen mit einer gewissen Anfangsgeschwindigkeit. Diese wird durch die Kräfte des Feldes beschleunigt oder verzögert. Zu der verzögernden Kraft ist die der elektrischen Bilder der Quanten hinzuzufügen. Dann ergibt sich die eigentliche Ausstrahlung konstant. Das Hinzutreten eines Gases kompliziert die Erscheinung. Die Kathodenstrahlen machen das Gas leitend. — Da auch bei positiver Ladung der Oberfläche durch u. v. Bestrahlung Kathodenstrahlen ausgelöst werden, so müssten sie das Gas leitend machen und dieses müsste dann auch die positive

Elektrizität entladen, was den Tatsachen nicht entspräche. Lenard[1] zeigt jedoch, dass nur Kathodenstrahlen von bestimmter Geschwindigkeit die Luft leitend machen und dass den hier in Betracht kommenden vor allem wegen des verzögernden Feldes diese Eigenschaft nicht zukommt. Über den Einfluss des Gases sagt Lenard:[2]

„Da die ausgestrahlten Quanten im dichten Gase schon in unmittelbarer Nachbarschaft der Oberfläche absorbiert werden müssen, wird daselbst eine Anlagerung negativer Träger und also schnelle Bildung einer Doppelschicht mit der negativen Seite nach aussen hin stattfinden müssen. Als Kraft, welche die Ladungen der Träger und damit auch die Träger selbst bis zu einer gewissen Grenze an der Leiteroberfläche festhält, ist die elektrische Kraft zwischen diesen Ladungen und deren elektrischen Bildern vorhanden. In der Ausbildung einer solchen Doppelschicht können die lichtelektrischen Ermüdungserscheinungen der Leiter bedingt sein, denn dieselbe wird nachfolgende Ausstrahlung rückgängig machen. Die Grenze für das Anwachsen der Doppelschicht wird durch die maximale Kraft gegeben sein, mit welcher die absorbierten Quanten an ihren Trägern haften. Das Übersteigen dieser Kraft durch die Kräfte der Doppelschicht selbst hat Rückentladung nach dem Leiter hin zur Folge, während der zu beobachtende geringfügige Elektrizitätsverlust nach der Gasseite hin allein nur durch Diffusion der

1) Ann. d. Phys. (4) 8, p. 188, 1902.
2) Ann. d. Phys. (4) 8, p. 196, 1902.

Träger an der äusseren Grenze der Doppelschicht in derjenigen Entfernung vom Leiter, in welcher die Kraft der elektrischen Bilder schon genügend klein wird, stattfinden dürfte. Die Diffusion aus der Doppelschicht wird unterstützt bezw. vermindert durch äussere beschleunigende bezw. verzögernde Kraft, wobei es jedesmal nur auf den an der Oberfläche selbst herrschenden Kraftwert ankommen kann, was der Erfahrung ebenfalls entspricht. Nimmt man an, dass die Träger Luftmoleküle und mit je einem Elementarquantum geladen sind, so genügt ein verzögernder Kraftwert von 0,003 Stat. Einh./cm, um alle Träger zu verhindern, weiter als 0,1 mm von der Oberfläche sich zu entfernen und also um die Wirkung bei nicht besonders bewegter Luft ganz zum Stillstand zu bringen. Bei vermindertem Gasdruck ist die Diffusionsgeschwindigkeit und damit auch die Wirkung vermehrt. Erst in ziemlich stark verdünnter Luft wird nach der gefundenen Grösse der freien Weglängen die Erscheinung aus der unmittelbaren Nachbarschaft der Oberfläche heraustreten, worauf dann beim Vorhandensein beschleunigender Kraft die erzeugte Leitfähigkeit der Luft in der schon früher angezeigten Weise mitwirken und dadurch noch grössere Elektrizitätsverluste als im Vakuum veranlassen wird.“